



解説

ヘリカル系における高エネルギー粒子閉じ込め

村上 定義

(京都大学大学院工学研究科原子核工学専攻)

Energetic Particle Confinement in Helical Systems

MURAKAMI Sadayoshi

Department of Nuclear Engineering, Kyoto University, Kyoto 606-8501, Japan

(Received 22 July 2004)

Because of the three-dimensional magnetic configuration behaviors of trapped particles in a helical ripple are complicated and the confinement of energetic particles is one of the important issues in helical systems. This article presents recent advances in theoretical research on the energetic particle confinement of helical systems. The characteristics of energetic particle orbits and loss processes are briefly explained. The recent results of configuration studies of energetic particle confinement in quasi-symmetric systems, quasi-isodynamic systems, and heliotrons are reviewed. Finally, research topics in the energetic particle confinement of helical systems are discussed.

Keywords:

helical system, energetic particle, trapped particle, advanced stellarator, quasi-symmetric system, quasi-isodynamic system, heliotron, alpha particle confinement

1. はじめに

磁場閉じ込め核融合装置においては、核融合反応によるアルファ粒子やプラズマ加熱による加速粒子など高エネルギー粒子を、粒子間衝突によるエネルギー減衰時間に比べ十分に長い間、プラズマ内に閉じ込めておく必要がある。高エネルギー粒子の損失は、直接的なエネルギー損失となり炉の発電効率を低下させるだけでなく、損失した高エネルギー粒子の第一壁への直接的な衝突は、炉に大きなダメージを与える可能性がある。そのため、高エネルギー粒子閉じ込め研究は、磁場閉じ込め核融合炉設計において重要な課題の一つである。

磁場配位が軸対称であるトカマクにおいては、トロイダル方向の運動量保存により、有限バナナ幅の効果を除けば、高エネルギー粒子はほぼ古典的な振る舞いに従うと考えられ、その閉じ込めは大きな問題とはなっていない。一方、ヘリカル系においては、主な閉じ込め磁場を外部コイル電流により作り出しているため、プラズマ中の電流による崩壊現象のない安定な閉じ込めプラズマが得られるが、磁場配位が3次元的となり、軸対称性など配位の対称性がない。このため、トカマクとは異なり、有限バナナ幅を考慮しなくとも、バナナ中心自体が径方向に移動し、これが拡散を引き起こす。したがって、ヘリカル系においては、このバナナ中心の径方向の運動による直接および拡散的な損失の低減が、高エネルギー粒子閉じ込めの重要な課題となっている(実際のトカマクにおいても、トロイダルコ

イルによるトロイダルリップルが存在し、これによる軸対称性のわずかな崩れが高エネルギー粒子の閉じ込めを劣化させる)。

同様な3次元磁場配位における粒子閉じ込めの問題は、熱粒子に対しても新古典輸送の増大として現れる。しかしながら、新古典輸送では、非軸対称性に起因する径方向流束の径電場依存性により(いわゆる電子ルートと呼ばれる強い径電場を利用することにより)、径方向拡散を大幅に低減した状態が達成可能である。一方、高エネルギー粒子に対しては、そのエネルギーが径電場のポテンシャルよりはるかに大きいため、径電場による閉じ込めの改善は期待できない。さらに、新古典輸送では影響の小さい磁場勾配によるドリフト速度が熱速度(v_{\parallel})に比べ相対的に大きくなり、粒子のドリフト運動がさらに複雑なものとなる。したがって、高エネルギー粒子の閉じ込め改善に関しては、新古典輸送の場合よりもさらに微細な操作による3次元的な磁場配位の変化を考えなければならない。

高エネルギー粒子閉じ込めの研究は、主に粒子軌道解析として、1粒子的な観点から進められてきた。その解析は、近年、Boozer座標[1]の導入と計算機性能の向上や数値計算技術の発達などにより飛躍的に進歩してきている。様々な解析的な手法が開発され、ヘリカル系における粒子軌道に関する包括的な理解が得られた。これらの手段を応用し、最適化の手法が考えだされ、いわゆる「先進的ヘリカル配位」と言われるMHD/新古典輸送・高エネルギー粒

author's e-mail: murakami@nucleng.kyoto-u.ac.jp

子閉じ込めを改善した新たなヘリカル系装置の設計・計画が進められている。同時に、これら新しい配位が、ヘリカル型核融合炉における高エネルギー粒子閉じ込めの課題を解決できるものとして期待され、様々な理論的研究が進められている。

本解説では、ヘリカル系における高エネルギー粒子閉じ込めの最近の進展について、特に理論的な側面から述べる。第2章では、ヘリカル系における粒子軌道の特徴および粒子の軌道損失過程について述べる。第3章では、閉じ込め改善へ向けた理論研究の現状について、準対称配位、準等磁場配位およびヘリオトロン配位に関して述べる。第4章では、ヘリカル系における高エネルギー粒子閉じ込めに関するまとめと今後の課題について述べる。なお、ここでは先進的ヘリカル配位の詳細については述べないが、これについては参考文献[2-4]があるので参照されたい。

2. 高エネルギー粒子閉じ込めの概要

2.1 ドリフト粒子軌道

ヘリカル系磁場配位の特徴は、3次元的な磁場配位であるということである。粒子の視点から見れば、粒子は、ほぼ磁力線に沿ってドリフト運動し、磁場の変動として、トーラス性によるトロイダルモードに加えてヘリカルコイルによるヘリカルモード(ヘリカルリップル)を感じる。もちろん、実際のトカマクにおいても有限個のトロイダルコイルのためトロイダルリップルが存在するが、ヘリカル系の場合は、このリップルが捕捉粒子閉じ込めにおいて本質的な役割を果たし、またリップル磁場を3次元的に変化させることにより、積極的に粒子軌道の改善を行うことができるという意味で、トカマクのそれとは大きく異なる(モジュラーコイルを用いたヘリカル装置では、トカマクと同様な離散コイルリップルによるリップル輸送の問題が生ずる)。

Fig. 1は、磁力線に沿った磁場強度の変化を示したものである。トロイダルモードによる大きな磁場変動の上にヘリカルリップルによる小さな変動が見られる。このような磁場で運動する粒子は、大きく分けると次の3つの種類に分類される。

- i) 通過粒子
- ii) ヘリカル捕捉粒子
- iii) 遷移粒子

1つ目は、磁場に垂直な速度 v_{\perp} に比べ平行な速度 v_{\parallel} が十分大きく、磁気ミラー効果による反射点を持たない通過粒子である(Fig. 2(a))。通過粒子においては、特に磁場が弱い場合を除けば、運動の周期(ポロイダル方向に回転する)が短く、磁場勾配ドリフトによる影響を受けにくいいため、粒子軌道の磁気面からのずれは小さい。したがって、その閉じ込めは極めて良好である。

2つ目は、 v_{\perp} に比べ v_{\parallel} が十分小さく、ヘリカルリップルに捕捉されバウンス運動するヘリカル捕捉粒子である(Fig. 2(b))。ヘリカル系においては、バウンス運動のバナナ幅は比較的小さく、閉じ込めにおいて大きな問題とはならない。ヘリカル系において最大の問題となるのは、ヘリ

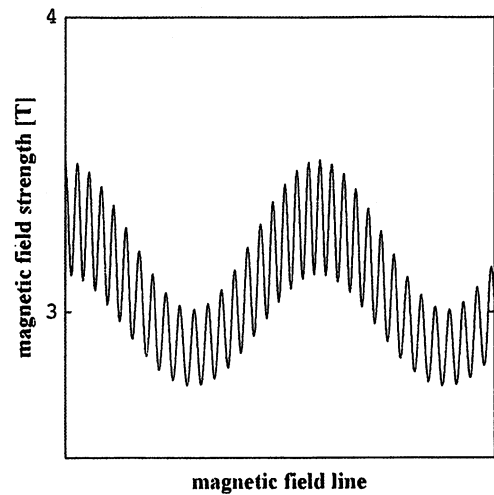


Fig. 1 Plot of the magnetic field strength along a magnetic field line in a helical system.

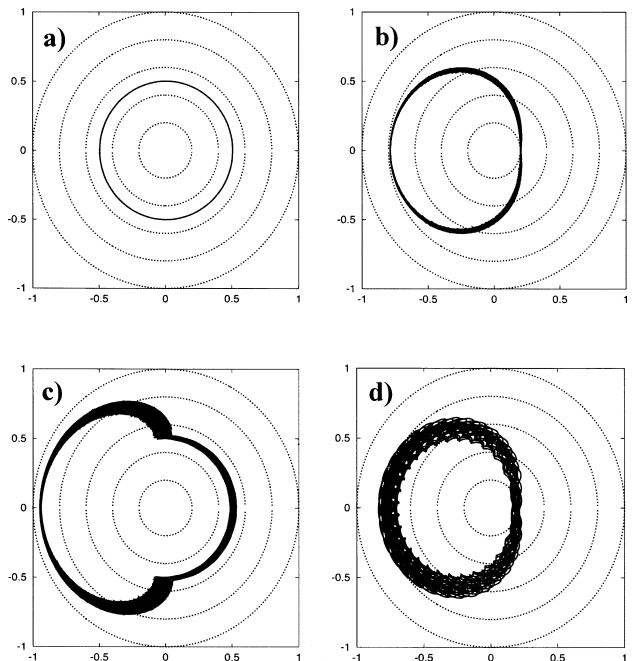


Fig. 2 Poloidal projection of the typical particle orbits for three kinds of particle motions in the Boozer coordinates; a) passing particle, b) helically trapped particle, c) transition particle and d) helically trapped particle (energetic particle).

カル捕捉粒子としてバウンス運動しながらそのバナナ中心自身が運動し、他の磁気面へ移動することである。このヘリカル捕捉粒子のバナナ中心の運動は、時には閉じ込めプラズマの外側へドリフトし、ついには損失粒子となる。いわゆる、ヘリカル捕捉粒子のロスコーン損失である。また、ドリフト運動がプラズマ外側につながってなくても、遷移や衝突によるピッチ角散乱により、徐々に径方向に拡散するようになる。すなわち、このヘリカル捕捉粒子に対する軌道のずれをいかに小さくするかがヘリカル系における高エネルギー粒子閉じ込めの課題の重要な点といえる。

3つ目は、 v_{\perp} に比べ v_{\parallel} がある程度大きく、磁場の弱いところでは通過粒子として振る舞い、しかし、磁場の強いと

ここでは、 v_{\parallel} が小さくなりヘリカル捕捉粒子となる遷移粒子である (Fig. 2(c)). この遷移粒子では、捕捉粒子と通過粒子との間の遷移を行うことにより、粒子軌道は確率的な過程を含むことになり、無衝突においても徐々に径方向の拡散 (ストキャスティックな拡散) が発生する。その結果、この拡散が大きな粒子損失の原因となることがある。

次に、高エネルギー粒子閉じ込めと新古典輸送との違いを粒子軌道の観点から考えてみる。静電磁場中の案内中心のドリフト速度 v は、近似的に以下のように表すことができる。

$$v = v_{\parallel} \frac{\mathbf{B}}{B} + \frac{m}{eB} \left(v_{\parallel}^2 + \frac{v_{\perp}^2}{2} \right) \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2} + \frac{\mathbf{B} \times \nabla \Phi}{B^2}$$

ここで、 v_{\parallel} , m , e は、それぞれ粒子の磁力線方向の速度、質量、電荷である。また、 B は磁場、 Φ は静電ポテンシャルである。第2項は磁場勾配によるドリフト $V_{\text{grad-B}}$ ($\sim 2E/eL_B$: L_B は磁場の特性長) であり、第3項は径電場によるドリフト $V_{E \times B}$ ($\sim \Phi/L_E$: L_E は径電場の特性長) である。第2項と第3項の比 $V_{\text{grad-B}}/V_{E \times B}$ はおよそ $E/e\Phi$ で与えられ、新古典輸送など、熱粒子の運動を考える場合は、磁場勾配ドリフトは小さく、ドリフト軌道は磁力線方向の運動と径電場による $E \times B$ ドリフトが中心として考慮され、磁場ドリフトについては、高次の項として駆動項にのみ取り入れられる。

一方、高エネルギー粒子を考えた場合、磁場勾配によるドリフトが径電場による $E \times B$ ドリフトに比べかなり大きくなる。また、磁場に平行方向の速度にたいしても、その比は、 $\rho v_{\parallel}/L_B v_{\perp}$ (ρ : ラーモア半径) となり、徐々に大きくなる。したがって、新古典輸送と高エネルギー粒子閉じ込めとは、密接な関係にありながらも、かならずしも同一の傾向を示さない場合がありうる。たとえば、新古典輸送がかなり小さい磁場配位でも、高エネルギー粒子閉じ込めが悪い場合も考えられる。また、一般に、新古典輸送と高エネルギー粒子閉じ込めの最適化配位は、必ずしも同じではない。

ヘリカル系の粒子軌道解析を行う時には、Boozer 座標とよばれる磁気面座標を用いるのが便利である。Boozer 座標は、磁力線が直線的に見える磁気面座標の一つであり、粒子軌道解析を行う場合に非常に便利な特徴を持っている。それは、粒子軌道を解析する場合に、磁場のベクトル成分を用いる必要がなく、その絶対値のみを用いて議論することができるということである。ドリフト運動の Hamiltonian H は簡単に表すと以下のように与えられる。

$$H(\theta, P_{\theta}, \xi, P_{\xi}) = \frac{1}{2} m v_{\parallel}^2 + \mu B + q \Phi$$

$$P_{\theta} = \frac{\mu_0 I}{B} + q \Psi_{\parallel}$$

$$P_{\xi} = \frac{\mu_0 g}{qB} - q \Psi_{\perp}$$

ここで、 θ , ξ , P_{θ} , P_{ξ} はポロイダル角, トロイダル角, およびそれぞれに正準共役な運動量である。また、 Ψ_{\parallel} , Ψ_{\perp}

はトロイダルおよびポロイダル磁束であり、 μ , I , g , μ_0 は磁気モーメント, トロイダル, ポロイダル電流および真空の透磁率である。これにより、粒子軌道解析の理論は飛躍的に進展し、今日の先進的ヘリカル配位の開発に至る重要なステップであったと思われる。Boozer 座標における粒子軌道の詳細については、参考文献[5]を参照されたい。

2.2 粒子損失過程

ヘリカル系における高エネルギー粒子の損失過程としては、大きく分けて、次の2つに分けることができる。一つは、粒子軌道がプラズマの外側に出ているロスコーン損失 (軌道損失) である。もう一つは、バウンス運動やヘリカル捕捉運動など周期運動の軌道はプラズマ内で閉じていて損失しないが、粒子間衝突による軌道特性の変化や、遷移粒子など粒子軌道のストキャスティックな特性により、徐々に拡散し、損失する拡散損失である。以下にこの2つの場合について考えてみる (ここでは簡単のため、高エネルギー粒子が、プラズマ閉じ込め領域である最外殻磁気面から外側に出た粒子を軌道損失したと考える)。

i) ロスコーン損失 (軌道損失)

ヘリカル系におけるロスコーン損失は、通過粒子および捕捉粒子の両方の粒子について考えることができる。通過粒子における損失としては、磁力線に沿ってポロイダル回転する周期運動の間に、磁場勾配ドリフトによる粒子軌道の磁気面からのずれが発生し、それによる軌道損失が考えられる。また、捕捉粒子に関しては、通過粒子と同様に、ヘリカルリップルに捕捉されてバウンス運動する間に磁場勾配ドリフトによる磁気面からのずれが発生し、それによる軌道損失が考えられる (いわゆる有限バナナ幅による損失である)。これらの軌道損失に加えて、ヘリカル系においてはヘリカル捕捉粒子のバナナ中心のドリフト運動によるロスコーン損失がある。

ヘリカル系における通過粒子の軌道損失については、村上[6]により解析されている。ヘリカル系においては、ヘリカルモードによる追加的な増加があるが、本質的にはトラス性によるずれが重要で、トカマクと同様な値となり、一般に回転変換 ($1/q$) が周辺で大きいヘリカル装置では、トカマクよりもずれが小さいという特徴がある。

次に、捕捉粒子の有限バナナ幅による損失を考える。一般にバナナ幅は、 $\Delta_b = V_{\nabla B}/\omega_b$ で与えられる。ここで $\omega_b (= v_{\parallel}/L)$ は、バウンス周波数で、 L はバナナ運動の長さである。ヘリカル系においては、 $L \approx 2\pi R/M$ で与えられる (M はヘリカル周期数: LHD では10である)、一方トカマクにおいては、 $L \approx \pi Rq$ となる。したがって、バナナ幅はヘリカル系の方が $2/qM$ 程度小さくなり、ヘリカル捕捉粒子の有限バナナ幅による損失に関しては、ヘリカル系装置が有利となる。

ii) 拡散的損失

先に述べたロスコーン的な損失とは異なり、軌道自身は、プラズマ内で閉じていて比較的長い時間閉じ込められているが、粒子間衝突によるピッチ角散乱や遷移粒子などの粒子軌道のストキャスティックな特性により徐々に拡散し、損失する拡散損失が考えられる。新古典輸送における

無衝突領域 ($1/\nu$) で議論されているように、粒子間衝突によりピッチ角散乱が有る場合、ヘリカル捕捉粒子と通過粒子との間を行き来するようになり、衝突周波数に反比例する大きな拡散が引き起こされ、粒子損失がもたらされる。一般には、高エネルギー粒子のピッチ角散乱は小さいので、粒子間衝突による拡散的損失は、電子温度の約10倍程度のエネルギー粒子において重要である。一方、アルファ粒子など高いエネルギーの場合は、軌道のストキャステックな特性による拡散が重要であると考えられる。

軌道のストキャステックな特性は、2.1で紹介したような遷移粒子において顕著に見られる。また、一見安定したヘリカル捕捉ドリフト運動をしている粒子も、高エネルギー粒子の場合は、磁場勾配ドリフト速度が速く、断熱不変量の保存が崩れ易くなるため、軌道のストキャステックな特性が見られるようになる。Fig. 2(d)は、LHDにおける捕捉粒子の運動を、粒子エネルギーを変化させてプロットしたものである。高エネルギー粒子においては、軌道がポロイダル方向に回転しながら、径方向に変化していることがわかる。これは、バウンス運動の1周期の間に、磁気面内ではあるが磁力線に垂直に大きく移動することになり、バウンス運動の往復において異なる磁場を感じることから、反射点の位置が異なるなど、径方向に移動するようになるためである。

3. 理論研究の進展

非軸対称磁場配位であるヘリカル系においては、高エネルギー粒子閉じ込めの改善が大きな課題であると見なされてきた。しかしながら、近年の計算機性能の向上と磁場配位最適化の手法の進展により、いわゆる「先進的ヘリカル配位」と言われるMHD/新古典輸送・高エネルギー粒子閉じ込めを改善した新たなヘリカル系装置の設計・計画が進められている。以下では、準対称配位、準等磁場配位およびヘリオトロン配位における高エネルギー粒子閉じ込めについて、最近の理論研究の進展について述べる。

3.1 準対称 (quasi-symmetric) 配位

粒子軌道解析において、Boozer座標を考慮することにより、磁場については絶対値 B のみを用いて表すことができる。この特性を用いて、捕捉粒子軌道を改善するために、まず考えられたのは Boozer 座標において磁場 B を対称性のある配位とすることである。実際の配位において、真に対称性のある配位を作り出すことはできないが、ある程度の非対称磁場モードを含んだ配位 (準対称性配位) に対しては可能である。準対称配位としては、以下の3つが考えられる。

- i) 準ヘリカル対称性 $B(r, L\theta - M\zeta)$
- ii) 準軸対称性 $B(r, \theta)$
- iii) 準ポロイダル対称性 $B(r, \zeta)$

ここで、 r , θ , ζ は、Boozer 座標におけるプラズマ平均半径、ポロイダル角、トロイダル角である。

J. Nührenberg ら [7] および Garabedian [8] により最適化の手法を用いて、Boozer 座標上において対称性のある装置として、準軸対称磁場配位や準ヘリカル対称磁場配位が

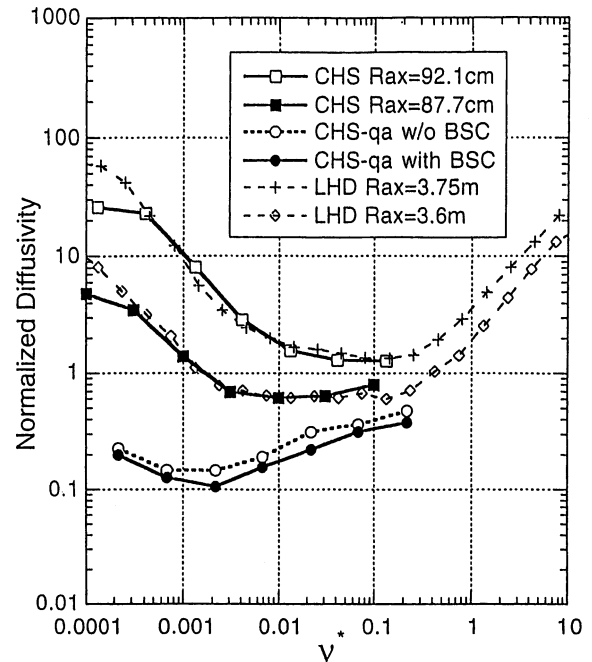


Fig. 3 Diffusion coefficients of CHS, LHD and CHS-qa configurations normalized to the neoclassical plateau value at a half of the minor radius as a function of collisionality [10].

提案された。これらの装置は、実空間では3次元で複雑な形状をしているが、Boozer 座標においては、磁場が対称性を持っている。特に、準軸対称配位においては、核融合科学研究所 [9, 10] および PPPL (米国) [11] において、MHD 安定性や新古典輸送など詳細な検討がなされ、また高エネルギー粒子閉じ込めに関しても多くの研究がなされている [12-15]。

Fig. 3 は、準軸対称性配位における新古典輸送改善を示したものである [10]。規格化された拡散係数 D^* を規格化された衝突周波数の関数として表している。準軸対称性を導入することにより、従来のヘリオトロン配位 (LHD, CHS) に比べ、無衝突領域 ($1/\nu$) において新古典輸送係数が $1/10$ 以下に低減していることがわかる。この結果は、準軸対称性においては、準対称性を導入することにより新古典輸送を大幅に改善することができることを示している。

次に、準軸対称性配位における高エネルギー粒子閉じ込めについて見てみる。Fig. 4 は、無衝突アルファ粒子閉じ込めを示したものである [12]。核融合炉として、プラズマ体積 1.000 m^3 、磁場強度 5 T (プラズマ中心) の装置を仮定した。また、アルファ粒子の減衰過程においては、電子との衝突によるエネルギー減衰が中心であり、ピッチ角散乱の効果は小さいと考えられる。そのため、無衝突なアルファ粒子の閉じ込めについて、無衝突な粒子軌道を $r/a = 0.25$ および 0.5 の点から出発させ追跡することにより検証した。

粒子出発後約 10^{-3} 秒から徐々に損失が増加し、エネルギー減衰時間程度の 10^{-1} 秒までにはほとんどすべての捕捉粒子が損失している。この原因としては、トロイダル成分以外の非軸対称成分によりバナナ軌道がストキャステックな振る舞いとなり、大きな拡散が引き起こされていることが考えられる。新古典輸送が飛躍的に減少したことに比べ、

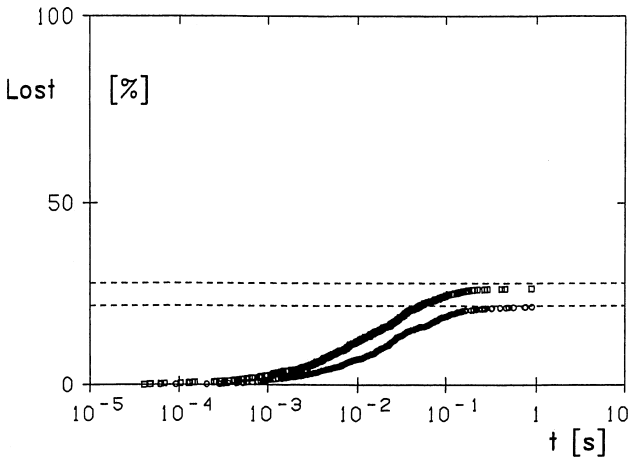


Fig. 4 α -particle losses in a quasi-axisymmetric reactor as a function of time for two initial positions; $r/a=0.25$ (open circle) and $r/a=0.5$ (open square). The dashed lines indicate the fractions of the trapped particle [12].

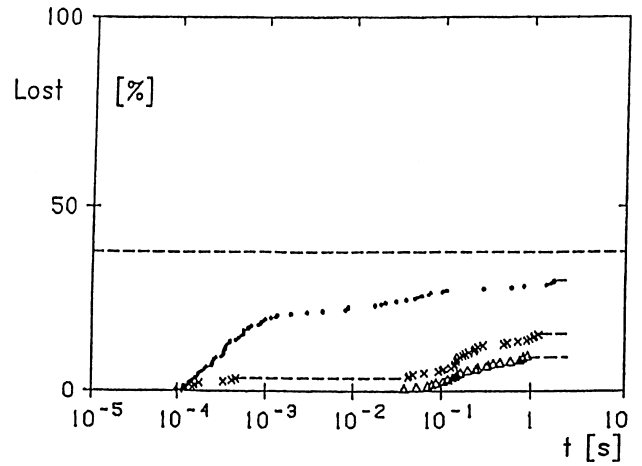


Fig. 5 α -particle losses in a helias reactor (Helias 50B) as a function of time at $r/a=0.25$ for three averaged beta values; 0.0% (filled circle), 2.4% (x) and 4.9% (open triangles). The dashed lines indicate the fractions of the trapped particle [19].

高エネルギー粒子の閉じ込めに関しては、大幅な改善が見られない。この問題を解決するために、さらに最適化を進めアルファ粒子閉じ込めを改善した磁場配位についても研究が進められており、今後の進展が期待される。

準軸対称装置の他、様々な準軸対称装置が考えられている [3]. 特に、最近では、磁場配位最適化の手法を駆使し、コンパクトでありながら準軸対称性を保有するコンパクトな先進的ヘリカル配位の研究も進められている [16, 17]. しかしながら、これらの配位においても、準軸対称配位の場合と同様に、微小な非軸対称成分による高エネルギー粒子のストキャスティックな運動による拡散が比較的大きく、今後の課題となっている。

3.2 準等磁場 (quasi-isodanamic) 配位

J. Nuehrenberg ら [18, 19] は、準ポロイダル対称装置を出発点に、さらに最適化を進め、3次元配位の特徴を生かした磁場配位として、準等磁場配位に到達した。その有効性を実験的に実証するために提案されたのが Wendelstein 7-X 装置 (W7-X) である。準等磁場を実現するためアスペクト比は10程度と大きく、スレンダーな装置となっている。準等磁場配位では、準軸対称配位とは異なり、本質的に磁場配位が3次元的であるため、最適化における自由度が高く、ブートストラップ電流の制御などが比較的容易であるなどの利点がある。

Fig. 5 は、W7-X に相当するヘリアス配位におけるアルファ粒子の無衝突損失率の時間発展を3つの β 値について示している [19]. Fig. 4 と同様に核融合炉として、プラズマ体積 $1,000 \text{ m}^3$ 、磁場強度 5 T を仮定している。 β 値 0% の配位においては、粒子出発後約 10^{-3} 秒において損失率が大幅な増加が見られる。これは、ヘリカル捕捉粒子のパナナ中心のドリフト運動に関連するロスコーン損失によるものである。W7-X 配位における特徴は、 β 値上昇により磁場配位が変化し、捕捉粒子閉じ込め特性が改善する。 Fig. 6 は、ヘリカル捕捉粒子の軌道を縦の断熱不変量 J を導入して、近似的に示したものである。有限 β において、 J の等高

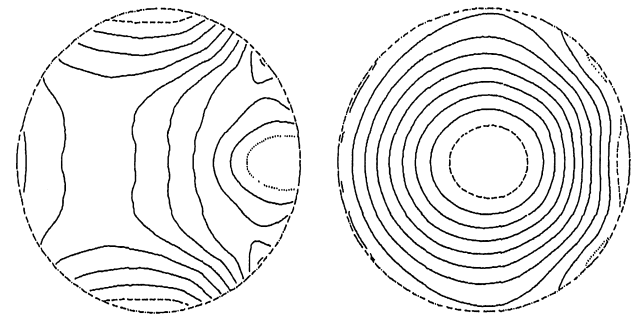


Fig. 6 Constant- J contours in a helias reactor (Helias 50B) with the averaged beta values of 0.0% (left) and 4.9% (right) [19].

線と磁気面 (同心円) との一致が見られ、ヘリカル捕捉粒子の閉じ込めが改善されているのが分かる。結果として、 β 値 2.4% において、損失は大幅に減少し、十分な閉じ込め性能が期待される (実際の NBI 加熱実験などでは、この程度の β 値における実験が主に想定されている)。また、 β 値 5% において捕捉粒子閉じ込めが最も良い磁場配位となるよう設計されている。 β 値 5% の場合には、損失率が 10^{-1} 程度までほとんどないことが見られる。その後、徐々に損失率が増加するのは、捕捉粒子軌道のストキャスティックな特性によるものである。

W7-X 配位においては、真空磁場配位においても新古典輸送が十分低減されているにもかかわらず、高エネルギー粒子の閉じ込めは悪い。これは、2.1 で示した高エネルギー粒子軌道における磁場勾配ドリフトの重要性によるものである。これに関連して、高エネルギー粒子の閉じ込めが、特に磁場スペクトルの $B(1,0)$ および $B(1,1)$ モードの磁場強度比に依存していることが報告されている。

核融合炉の建設費を考えると、経済的な観点からはアスペクト比の小さい装置が有利であるが、これまでの準等磁場配位では、大アスペクト比の装置が中心であった。そのため Nuehrenberg らは、さらに低アスペクト比における準等磁場配位を作り出すため、ヘリカルピッチ数 N をこれま

での5から減らし、3、4とした配位についても研究し、アルファ粒子閉じ込めの良い磁場配位を作り出している[20].

3.3 ヘリオトロン (heliotron) 配位

ヘリオトロン配位における、高エネルギー粒子閉じ込めに関しては、粒子損失率が比較的大きく、先進的ヘリカル配位に対して、古典的ヘリカル配位として認識されてきた。一方、ヘリオトロン配位では、大半径方向に磁気軸位置を内寄せすることによりヘリカル捕捉粒子軌道が改善され[21]、新古典輸送および高エネルギー粒子閉じ込めが改善されることが知られていたが、MHD的な安定性条件との両立が大きな課題となっていた。しかしながら、近年のLHD実験[22]において、一般的に用いられてきた理想MHD的な安定性条件が直接的な制限とならないことがわかってきた。この事実から、より粒子軌道に重点をおいた磁場配位の研究がなされた。特に、磁気軸位置 $R_{ax} = 3.53$ mの配位において、新古典輸送が最適化され、また高エネルギー粒子閉じ込めも大幅に改善されることが示された[23]。Fig. 7は、 $R_{ax} = 3.75$ m, 3.6 m, 3.53 m配位におけるヘリカル捕捉粒子の粒子軌道を示したものである。磁気軸の内側シフトにより粒子軌道の磁気面からのずれが減少し、捕捉粒子軌道がほぼ磁気面に沿っていることがわかる。

Fig. 8は、 $R_{ax} = 3.75$ m (standard heliotron), 3.6 m (σ -optimized), 3.53 m (neoclassical optimized) 配位における無衝突アルファ粒子閉じ込めを比較したものである[24]。ここで、それぞれの配位は、LHDを核融合炉 ($V = 1,000$ m³, $B = 5$ T) にスケールアップしたものである。これらの配位においては、ロスコーン損失による急速な損失は見られないが、 $R_{ax} = 3.75$ m配位においては、遷移粒子のストキャスティック拡散が大きく、粒子出発後 10^{-2} 秒程度で損失が始まる。一方、 $R_{ax} = 3.53$ m配位においては、損失は粒子出発後 10^{-1} 秒程度で始まり、磁気軸を内側にシフトさせることにより、時間的に10倍程度の大幅な改善が得られ、エネルギー減衰時間に比べても十分長い時間閉じ込めることが示されている。

残念ながら、この研究において用いられた配位は、 $\beta \ll 1$ を仮定しており、有限 β 効果が取り入れられていない。実際、有限 β 効果は、新古典輸送および高エネルギー粒子閉じ込めを劣化させることが理論的に予測されている。しかしながら、LHDの結果は、ヘリオトロン配位においても十分な閉じ込めが達成できる配位を作り出すことが可能であることを示すものである。また、Isaevら[25]はLHD配位を出発点として、準等磁場配位と同様な配位を得ることを示した。今後、実験的に得られたMHD的な制限に関する知見を用いて、有限 β 効果を取り入れた研究が進められると期待したい。

4. まとめと今後の課題

本解説では、ヘリカル系における高エネルギー粒子閉じ込めに関する現状について、理論解析を中心に述べた。近年の数値解析による最適化の手法は、ヘリカル系装置の可

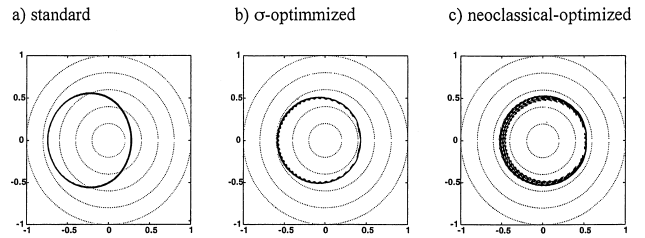


Fig. 7 Typical orbit of a helically trapped α -particle in the three configurations of reactor sized LHD based on the standard heliotron (left), the σ -optimized (center) and the neoclassical transport optimized (right) configurations [24].

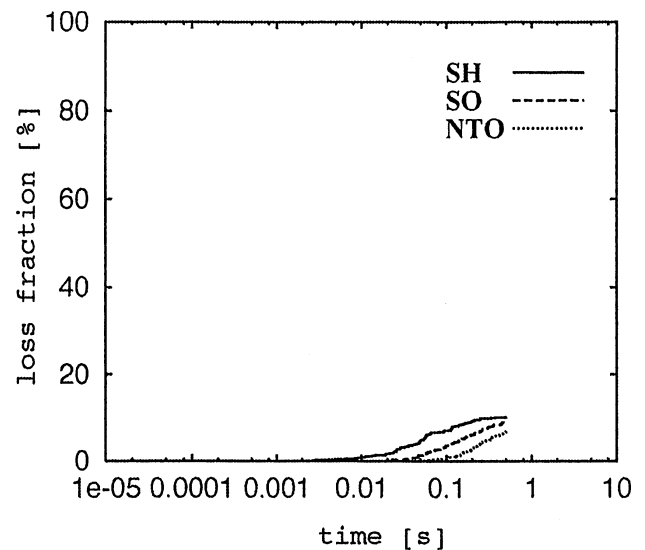


Fig. 8 α -particle losses as a function of time in the three configurations of reactor sized LHD based on the standard heliotron: $R_{ax} = 3.75$ m (SH), the σ -optimized: $R_{ax} = 3.6$ m (SO) and the neoclassical transport optimized: $R_{ax} = 3.53$ m (NTO) configurations[24].

能性をますます発展させ、高エネルギー粒子閉じ込めにおいても、MHD安定性と両立させながら、軸対称性のあるトカマクに匹敵、またそれ以上の閉じ込め性能を有する配位を見つけることが可能となってきている。

しかしながら、現段階では、主に無衝突粒子閉じ込めに関する理論解析が中心であり、今後はより本格的な衝突過程も含めた解析を行い、詳細な検討が必要不可欠である。また、損失境界においても、ほとんどの解析において最外殻磁気面を仮定しているが、壁へのダメージの解析という観点からも、第一壁まで取り入れた計算を行い、壁への負荷等まで解析する必要がある。損失する粒子が局所的な領域に集中するかどうかは、単純な損失率以上に炉設計において重要なパラメータとなることが容易に想像できる。

さらに、実験的な検証という観点では、これまでは装置サイズ的な制限から、本格的な閉じ込め特性の実験研究がなされていなかった。このため、高エネルギー粒子閉じ込めにおける理論予測と実験との比較の検証など、高エネルギー粒子閉じ込めに関する実験的知見は比較的少ない。これに関しては、LHDおよび現在建設中のW7-Xにおける実

験に期待したい。

特にLHDにおいては、現在稼働中であることに加えて、古典的なヘリカル系から最適化された配位まで、広い磁場配位空間で実験することにより、ヘリカル系における高エネルギー粒子の特性を調べることができる。現在、LHDでは、NDD-NPA[26-29], TOF-NPA[30], Si-NPA[31, 32]などにより中性粒子となった高エネルギー粒子のエネルギースペクトルを計測している。これにより、LHD実験では、ヘリカル系では初めて高エネルギー粒子計測と理論との比較による閉じ込め特性の解析が本格的に始められている[33]。これまで理論・シミュレーションにより提案されている新しい配位が、ヘリカル型核融合炉における高エネルギー粒子閉じ込めの課題を十分解決できるものであるか、その解析の進展が待たれる。

本解説をまとめるのにあたり、核融合科学研究所のLHD実験グループおよび理論グループの先生方との議論を参考にさせていただきました。特に横山雅之、岡村昇一、長壁正樹の各氏との議論およびコメントに感謝いたします。また、プラズマ・核融合学会編集委員の先生方および事務局の方々に多くのご協力をいただきました、この場をお借りして感謝申し上げます。

参考文献

- [1] A.H. Boozer, Phys. Fluids **27**, 2441 (1984).
- [2] K. Matsuoka, J. Plasma Fusion Res. **78**, 200 (2002).
- [3] M. Yokoyama, J. Plasma Fusion Res. **78**, 205 (2002).
- [4] M. Okamoto *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **74**, 1107 (1998) *in japanese*.
- [5] M. Wakatani, *Stellarator and Heliotron Devices* (Oxford University Press 1998).
- [6] S. Murakami *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 789 (1996).

- [7] J. Nuehrengerg *et al.*, *Theory of Fusion Plasmas* (Varenna 1994), Editrice Compositori, Bologna, 3 (1994).
- [8] P. Garabedian, Phys. Plasmas **3**, 2483 (1996).
- [9] S. Okamura *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 575 (2004).
- [10] S. Okamura *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **78**, 220 (2002).
- [11] M.C. Zarnstorff *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **43**, A237 (2001).
- [12] S. Gori *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **43**, 137 (2001).
- [13] M.H. Redi *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 2508 (2000).
- [14] M.H. Redi *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 3509 (1999).
- [15] O. Fischer *et al.*, Nucl. Fusion **42**, 817 (2002).
- [16] D.A. Spong *et al.*, Nucl. Fusion **41**, 711 (2001).
- [17] S.P. Hirshman *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 1858 (1999).
- [18] W. Lotz *et al.*, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 13th Int. Conf., Washington, 1990) Vol.2, EAEA, Vienna 603 (1991).
- [19] W. Lotz *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **34**, 1037 (1992).
- [20] R. Zille *et al.*, *Theory of Fusion Plasmas* (Varenna 2000), Editrice Compositori, Bologna, 393 (2001).
- [21] J. Todoroki, J. Phys. Soc. Japan **59**, 2758 (1990).
- [22] O. Motojima *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1674 (2003).
- [23] S. Murakami *et al.*, Nucl. Fusion **42**, L19 (2002).
- [24] S. Murakami *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **5**, 620 (2002).
- [25] M.Yu. Isaev *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1066 (2003).
- [26] T. Mutoh *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 738 (2003).
- [27] A.V. Krasilnikov *et al.*, Nucl. Fusion **42**, 759 (2002).
- [28] T. Saida *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 488 (2004).
- [29] M. Isobe *et al.*, Nucl. Fusion **41**, 1273 (2001).
- [30] T. Ozaki *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **74**, 1878 (2003).
- [31] M. Osakabe *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 788 (2001).
- [32] J.F. Lyon *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **74**, 1873 (2003).
- [33] S. Murakami *et al.*, Fusion Sci. Technol. **46** (2004) *to be published*.



むら かみ さだ よし
村上 定義

京都大学大学院工学研究科原子核工学専攻
助教授、核融合科学研究所客員助教授。
1992年広島大学大学院理学研究科博士課程
後期修了(理学博士)、核融合科学研究所助

手を経て、2003年より現職。主としてヘリカル系における高エネルギー粒子輸送・新古典輸送など運動論的現象のシミュレーションによる解析。最近、実験結果との比較による現象の解明にも取り組んでいます。